

存在自旋轨道耦合的介观小环中的持续自旋流^{*}

孙庆丰^{1, †} 谢心澄^{2, 1} 王健³

(1 中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室 北京 100080)

(2 美国俄克拉荷马州立大学物理系 俄克拉荷马州 74078)

(3 香港大学物理系与理论计算物理中心 香港)

摘要 文章作者研究了存在自旋轨道耦合的介观小环的平衡态性质. 此前人们已经知道, 在有磁通穿过的介观小环中, 绕环运动的电子会产生一附加的 Berry 相位而导致持续电流. 同样地, 在仅有自旋轨道耦合的体系中, 电子绕环运动也应当会产生附加的自旋 Berry 相位, 进而驱动持续自旋流. 文章作者通过对一个有正常区和自旋轨道耦合区的复合小环的计算, 结果表明, 无电流伴随的纯持续自旋流的确存在. 文章作者指出, 这持续自旋流描述真实的自旋运动, 并且它能被实验观测.

关键词 持续自旋流, 自旋轨道耦合, 介观小环

Persistent spin current in a mesoscopic hybrid ring with spin-orbit coupling

SUN Qing-Feng^{1, †} XIE Xin-Ceng^{2, 1} WANG Jian³

(1 Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(2 Department of Physics, Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078, USA)

(3 Department of Physics and the Center of Theoretical and Computational Physics, The University of Hong Kong, Hong Kong)

Abstract We investigate the equilibrium property of a mesoscopic ring with a spin-orbit interaction. It is well known that, for a normal mesoscopic ring threaded by a magnetic flux, the electron acquires a Berry phase that induces a persistent (charge) current. Similarly, the spin of an electron acquires a spin Berry phase when traversing a ring with a spin-orbit interaction. It is this spin Berry phase that induces a persistent spin current. To demonstrate its existence, we calculate the persistent spin current without an accompanying charge current in the normal region in a hybrid mesoscopic ring. We point out that this persistent spin current describes the real spin motion and can be observed experimentally.

Keywords persistent spin current, spin-orbit interaction, mesoscopic ring

近十年来, 人们越来越关注自旋轨道耦合和它所引起的新的物理效应. 由于自旋轨道耦合是耦合电子的自旋自由度和它的轨道自由度, 这提供一种电的方式来控制自旋, 即人们可以方便地用外加电场或门电压来控制 and 操纵电子自旋, 进而实现自旋电子器件. 近几年来, 很多由自旋轨道耦合所引起的新物理现象已被发现, 并引起人们广泛的兴趣. 例如, 有人利用自旋轨道耦合引起的自旋进动效应, 在

实验上设计了一种自旋晶体管^[1], 特别是最近 Murakami 等人和 Sinova 等人各自独立地预言了在自旋轨道耦合体系中^[2], 存在内在的自旋霍尔效应, 即当加一纵向电场时, 在横向将出现自旋流. 这内在自旋霍尔效应已得到很多人的关注并已有大量的后续

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10474125, 10525418)资助项目

2007-08-20 收到

[†] 通讯联系人. Email: sunqf@aphy.iphy.ac.cn

工作.

最近,我们在一篇发表在 Phys. Rev. Lett. 上的论文中^[3],预言了另一由自旋轨道耦合所引起的新效应:在仅仅有自旋轨道耦合而无任何磁场、磁通的介观小环中,存在纯的持续自旋流.本文主要介绍这一工作.早在20年前,人们已在理论上预言在有磁通穿过的介观小环中存在持续电流^[4],后来并得到实验证实^[5].这种持续电流是一种纯量子的效应,它能持续地、无耗散地、永远地存在.近年来人们进一步研究了处于王冠型非均匀磁场中或既有磁通穿过又有自旋轨道耦合的介观环体系中的持续自旋流^[6,7].这种持续自旋流的起因现已完全理解:当无自旋轨道耦合时,磁通对自旋向上和向下的电子导致相等的持续电流;而当有自旋轨道耦合或外磁场时,持续电流会发生自旋极化,从而产生持续自旋流.所以这种持续自旋流总是伴随着持续电流.

到目前为止,人们还没有考虑过是否有可能仅由自旋轨道耦合所产生的没有伴随着电流的纯持续自旋流.与以往不同的是,在本文中,我们预言在无磁场、无磁通、以及无任何磁性材料、仅仅有自旋轨道耦合的体系中,存在纯的持续自旋流.

首先我们从物理图象来分析这体系中存在持续自旋流.考虑如图1(a)和1(b)所示装置中的一个无任何相互作用的小环,在小环的中心分别有一磁性原子或电性原子(即离子).磁性原子产生矢势,从而在环上驱动持续电流.从电磁对应的角度来说,离子产生标势,从而在环上驱动持续自旋流.由于这带电离子的标势会在环上引起自旋轨道耦合,然后由这自旋轨道耦合驱动持续自旋流.再者,我们也可以从 Berry 相位的角度来分析这种持续自旋流应当存在.假定电子波长远小于介观环的直径,此时电子可视为准粒子.电子绕环一周后会得到一个附加的 Berry 相位.已经有研究工作表明^[8],电子绕环一周后,由 Rashba 自旋轨道耦合所引起的 Berry 相位是 $\chi_{\pm} = \pm \pi$; 其中 χ_{+} 对应自旋向上电子的 Berry 相位,这相位将会引起顺时针的自旋极化流^[6],而 χ_{-} 对应自旋向下电子的 Berry 相位,它将引起逆时针的自旋极化流.因为 Rashba 自旋轨道耦合不破坏时间反演对称性,所以这两种方向相反的电流正好相互抵消,从而仅产生纯的持续自旋流.

下面我们将考虑一个具体的仅有自旋轨道耦合的介观复合小环,计算结果表明,持续自旋流的确存在.值得指出的是,在有自旋轨道耦合的体系,泡利矩阵 σ_i ($i = x, y, z$) 和哈密顿量不对易,因而用传统

自旋流定义给出的自旋流通常不守恒.目前,对于如何定义守恒自旋流或者是否存在守恒的自旋流依然存在诸多争论^[9].也就是说,当存在自旋轨道耦合时,对自旋流的定义仍未达成共识.在本文中,我们关注的问题不是怎样去定义自旋流,而是预言持续自旋流的存在.我们用下面的方法去回避自旋流定义.我们将先考虑一个复合的介观小环(如图1(c)所示),环的一部分有自旋轨道耦合,而环的另一部分是正常的.由于在正常区没有自旋翻转,以及 σ_i ($i = x, y, z$) 和哈密顿量是对易的,所以在正常区的自旋流是守恒的,人们对正常区自旋流定义没有任何争议.所以我们能计算正常区的自旋流,并表明持续自旋流的确存在.最后我们再讨论自旋流的守恒性.

由正常-自旋轨道耦合组成的复合环(如图1(c)所示)的哈密顿量是^[7,10]:

$$H = -E_{\alpha} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \frac{i\sigma_r}{2a} \times \left[\alpha_R(\varphi) \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \alpha_R(\varphi) \right] - i \frac{\alpha_R(\varphi)}{2a} \sigma_{\varphi},$$

其中 $E_{\alpha} = \hbar^2/2ma^2$, a 为环的半径, m 为电子有效质量, $\sigma_r = \sigma_x \cos \varphi + \sigma_y \sin \varphi$, $\sigma_{\varphi} = -\sigma_x \sin \varphi + \sigma_y \cos \varphi$, $\alpha_R(\varphi)$ 为 Rashba 自旋轨道耦合强度.在 $0 < \varphi < \Phi_0$ 区域,即正常区域,耦合强度 $\alpha_R(\varphi) = 0$; 在 $\Phi_0 < \varphi < 2\pi$ 区域, $\alpha_R(\varphi) = \alpha_R$ 为常数.

然后我们求解薛定谔方程 $H\Psi = E\Psi$, 以及计算出体系的本征值和本征波函数.在自旋轨道耦合区,薛定谔方程有4个独立的解^[7],标记为 $\Psi_{1/2/3/4}^{S0}(\varphi)$.取 $\alpha_R = 0$,可得到正常区也有4个独立的解为: $\Psi_{1/2/3/4}^N(\varphi)$.然后体系的波函数可以表示为

$$\Psi(\varphi) = \begin{cases} \sum_i a_i \Psi_i^N(\varphi) & 0 < \varphi < \Phi_0, \\ \sum_i b_i \Psi_i^{S0}(\varphi) & \Phi_0 < \varphi < 2\pi. \end{cases} \quad (1)$$

由在界面上波函数连续及速度算符作用在波函数上连续,可以确定系数 a_i, b_i 和体系的本征值.

图1(d)显示本征值 E_n 与自旋轨道耦合强度 α_R 的关系.当体系无自旋轨道耦合时,能级是四重简并的¹⁾; 当引入自旋轨道耦合后,能级被分裂但仍保持二重 Kramers 简并,且能级越高劈裂形成的能隙越大.图1(e)显示本征值 E_n 和正常区的角度 Φ_0 的关系.当 $\Phi_0 = 2\pi$ 时,整个环是正常的,能级是四重简并的; 当

1) 注意 $n = 0$ 的能级在无耦合情形即为二重简并,故不发生劈裂

Φ_0 离开 2π 时 能级开始劈裂 当 $\Phi_0 = 0$ 时 即整个体系都存在自旋轨道耦合时 能级劈裂达到最大.

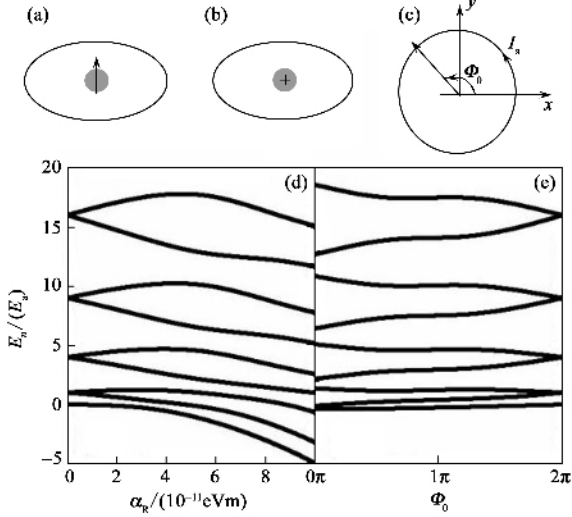


图1 (a)和(b)为中心分别放置磁性原子和离子的介观小环装置示意图 (c)正常 - 自旋轨道耦合的复合介观小环装置示意图 (d)当正常区域大小 $\Phi_0 = \pi$ 时,体系本征能 E_n 随自旋轨道耦合强度 α_R 的变化曲线 (e)在 $\alpha_R = 3 \times 10^{-11} \text{ eV m}$ 时,体系本征能 随正常区域 Φ_0 的变化曲线. 环的半径 $a = 50 \text{ nm}$

因为对于每一个能级 E_n 仍保持二重简并 我们 能获得 2 个本征态, 记为 $\Psi_n(\varphi)$ 与 $\hat{T}\Psi_n(\varphi)$, 其中 \hat{T} 为时间反演算符. 求得本征态之后, 把它代入自旋流公式, 与态所对应的自旋流容易计算出来. 由于在自旋轨道耦合区的自旋流定义还有争议, 下面我们仅计算正常区的自旋流. 在正常区, 已有公认的自旋流定义: $I_{Si}^n(\varphi) = \text{Re}\Psi_n^\dagger \hat{v}_\varphi \hat{\sigma}_i \Psi_n (i = x, y, z)$. 结果表明, 正常区的自旋流是守恒的, 即自旋流 $I_{Si}^n(\varphi)$ 与角度坐标 φ 无关. 如果取 $\Phi_0 = \pi$, 即环的一半是正常而另一半有自旋轨道耦合 I_{Si}^n 严格为零. 图 2 显示自旋流 I_{Si}^n 与自旋轨道耦合强度 α_R 的关系. 从图 2 可以看出 I_{Sy}^n 和 I_{Sz}^n 随着 α_R 呈振荡关系, I_{Sy}^n 与 I_{Sz}^n 之间存在 $\pi/2$ 的相移, 且 $\sqrt{(I_{Sy}^n)^2 + (I_{Sz}^n)^2}$ 近似为常数; 相邻的 2 个态, 它们的自旋流是反号; 而且当 $\alpha_R = 0$ 时, 自旋流满足 $I_{Si}^{2n-1} + I_{Si}^{2n} = 0$. 值得一提的是, 这里得到的自旋流的强度是很大的, 图中的标度 E_a 相当于电子以速度 $4 \times 10^5 \text{ m/s}$ 运动所产生的自旋流.

利用以上结果, 我们进而可以计算平衡态时所有的被占据能级的总自旋流, 即持续自旋流: $I_{Si} = 2 \sum_n I_{Si}^n f(E_n)$ 其中 $f(E_n)$ 为费米分布, 因子 2 对应二重 Kramers 简并. 因为有自旋轨道耦合的体系仍保

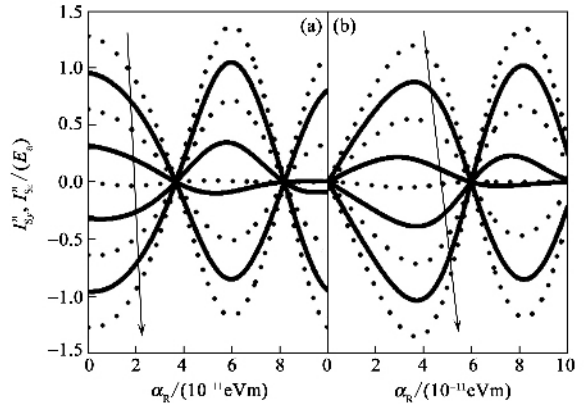


图 2 (a)和(b)分别是自旋流 I_{Sy}^n 和 I_{Sz}^n 与 α_R 的关系. 正常区域 $\Phi_0 = \pi$ 和小环半径 $a = 50 \text{ nm}$. 在图中, 沿箭头方向, 能级指标分别为 $n = 7, 5, 3, 1, 0, 2, 4, 6, 8$

持时间反演不变性, 所以该体系的持续电流与自旋积累均为零. 对于不同的费米能 E_F , 持续自旋流 I_{Si} 与自旋轨道耦合强度 α_R 的关系被显示在图 3(a)和 3(b)中. 结果表明, 当 $\alpha_R \neq 0$ 时, 持续自旋流的确是 非零. 持续自旋流有以下特点: 当 $\alpha_R = 0$ 时, 自旋流为零; 当 α_R 从零逐渐增大, 自旋流会逐渐增大; 而当 α_R 较大时, 自旋流发生振荡, 而且在某个特定 α_R 时, 自旋流会出现一个跃变. 这是因为 α_R 取这特定值时, 费米能 E_F 与某个能级 E_n 相交, 所以 α_R 的轻微变化会导致占据数剧烈变动 1 个, 因而造成自旋流的跃变. 图 3(c)显示当 $\alpha_R = 3 \times 10^{-11} \text{ eV m}$ 时, 自旋流 I_{Si} 与正常区域大小 Φ_0 的关系. 当 $\Phi_0 = 2\pi$ 时, 即整个环是正常时, 持续自旋流是零; 当 Φ_0 离开 2π 时, 持续自旋流出现. 在某个特定的 Φ_0 处, 自旋流可能发生跃变, 这跃变的起因和图 3(a)和 3(b)中的跃变是相同的. 如果在非零温情况下, 这跃变将变得比较平滑. 特别是当 $\Phi_0 = 0$ 时, 即整个体系都存在自旋轨道耦合时, 持续自旋流依然存在, 这意味着正常区不是必要的.

以上清楚地表明, 在有自旋轨道耦合的体系中存在持续自旋流. 下面我们讨论自旋流的守恒情况. 一般来说, 由于存在自旋轨道耦合, 电子会受到一个附加的力矩, 因而自旋流不再是守恒的. 但是, 如果考虑存在强的不同自旋之间的力矩相互作用, 使得总的自旋进动是零, 然后自旋流将是守恒的. 这时, 我们需要引进由自旋之间力矩作用所诱导的内场 H_1 , 然后自洽计算内场 H_1 , 结果显示, 在这种情况下, 自旋流的确是守恒的.

在本文结束之前, 我们再提及以下几点 (1) 由于自旋流是连续的, 在自旋轨道耦合区(至少在靠

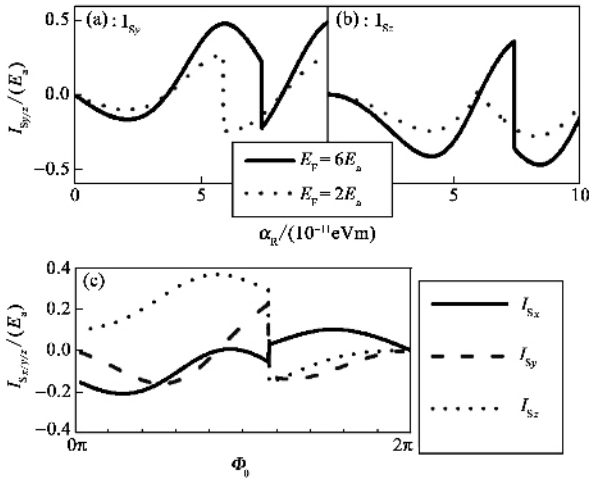


图3 (a)和(b)分别显示自旋流 I_{S_y} 和 I_{S_z} 随 α_R 的变化曲线. 参数 $\Phi_0 = \pi$ (c) 图为 $\alpha_R = 3 \times 10^{-11} \text{ eV m}$ 和费米能 $E_F = 3E_a$ 时, $I_{S_x/y/z}$ 随正常区域 Φ_0 的变化曲线

近正常区的部分),也存在持续自旋流(2)除了环形体系,在其他形状的体系中,例如盘形体系、准二维量子线,等等,同样存在持续的自旋流,也就是说,只要保持相位相干性,自旋轨道耦合驱动的持续自旋流是一种普遍现象(3)近年来,实验上已有一些直接或者间接测量自旋流的方法.由于持续自旋流是一种平衡态的流,不能使用这些通常的方法来测量.我们注意到持续电流能产生磁场,实验上已经通过测量它的感生磁场来测它的持续电流.类似地,持续自旋流会产生电场^[11],在实验上可以通过测量这种感生电场来达到检测持续自旋流的目的.

· 读者和编者 ·

《物理》第9届编委会第1次扩大会议简讯

2007年9月《物理》第8届编委会任期届满,在各方的支持和协助下,第9届编委会的筹建顺利完成,并通过了中国物理学会的批准.2007年9月17日《物理》第9届编委会第1次扩大会议在南京大学召开,部分第9届编委会成员、特邀嘉宾和编辑部人员共30人参加了会议.会议由第9届编委会主编、北京师范大学物理系教授冯世平主持.冯世平主编对各位参与会议的人员表示了欢迎和感谢,他说,为广泛征求读者的建议,听到更多来自读者的声音,这次会议特别邀请了编委以外的部分科研人员、大学教师参加,希望大家为进一步办好《物理》杂志提供宝贵意见.接着编辑部负责人古丽亚介绍了《物理》的基本情况,包括宗旨、定位、特色、文章质量、发行情况等.与会人员对在当前的环境下如何将《物理》办得更好进行了充分地交流和讨论,提出很多有价值的建议,大家对《物理》杂志的质量和发挥的作用都给予了充分的肯定,一致认为《物理》杂志文章可读性较强,信息量大,印刷精美,是一份优秀的物理学杂志,希望《物理》以美国物理学会主办的 Physics Today 为发展目标.本次会议也标志着第9届编委会的正式成立和开展工作,相信在新一届编委会的努力下,在物理学界广大读者的支持下,《物理》会更上一层楼.

《物理》编辑部

总之,我们预言一个仅有自旋轨道耦合的介观小环中存在纯的持续自旋流.这持续自旋流起源于由自旋轨道耦合所引起的自旋 Berry 相位.利用一个有正常区和自旋轨道耦合区的复合小环,我们在理论上证实这种没有伴随电流的纯持续自旋流的存在.这自旋流描述真实的自旋运动,并且它应当能用实验观测.

参考文献

- [1] Datta S, Das B. Appl. Phys. Lett., 1990, 56 :665
- [2] Murakami S, Nagaosa N, Zhang S C. Science, 2003, 301 :1348 ; Sinova J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92 :126603
- [3] Sun Q F, Xie X C, Wang J. Phys. Rev. Lett., 2007, 98 :196801
- [4] Büttiker M, Imry Y, Landauer R. Phys. Lett., 1983, 96A :365 ; Cheung H F *et al.* Phys. Rev. B, 1988, 37 :6050
- [5] Levy L P *et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, 64 :2074 ; Chandrasekhar V *et al.* *ibid.* 1991, 67 :3578 ; Mailly D. *et al.* *ibid.* 1993, 70 :2020
- [6] Loss D, Goldbart P, Balatsky A V. Phys. Rev. Lett., 1990, 65 :1655
- [7] Splettstoesser J *et al.* Phys. Rev. B, 2003, 68 :165341
- [8] Aronov A G, Lyanda-Geller Y B. Phys. Rev. Lett., 1993, 70 :343 ; Lyanda-Geller Y. *ibid.* 1993, 71 :657
- [9] Sun Q F, Xie X C. Phys. Rev. B, 2005, 72 :245305 ; Wang Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96 :066601 ; Shi J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96 :076604 ; Wang J *et al.* Phys. Rev. B, 2006, 74 :155307
- [10] Meijer F E *et al.* Phys. Rev. B, 2002, 66 :033107
- [11] Sun Q F *et al.* Phys. Rev. B, 2004, 69 :054409